

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ ВЯЗКОСТИ ОДНОРОДНОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА НА ПЕРЕХОДНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ УСТАНОВКИ С ЗАЗЕМЛЕННЫМИ ЛИНИЯМИ

Е.Ю. Антонов¹, Н.О. Кожевников^{1,2}

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Академика Коптюга, 3, Россия

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Россия

Предложен способ вычисления переходных характеристик напряженности устанавливающегося электрического поля заземленной линии на поверхности проводящего магнитовязкого полупространства. Алгоритмы расчетов переходных характеристик для горизонтально-слоистой среды с учётом магнитной вязкости реализованы в виде компьютерной программы. На примере однородного, проводящего и магнитовязкого полупространства показано, что релаксация намагниченности геологической среды оказывает влияние на переходные характеристики установок с заземленными питающей и приемной линиями. Эффекты магнитной вязкости при использовании заземленных линий аналогичны наблюдаемым с установками, в которых в качестве источника и приемника используется незаземленная горизонтальная петля. ЭДС переходного процесса и кажущееся удельное сопротивление неуклонно понижаются со временем. Чем выше удельное сопротивление полупространства и меньше разнос установки, тем раньше ЭДС и кажущееся сопротивление начинают убывать как $1/t$. В диапазоне значений удельного электрического сопротивления, характерных для геологических сред, релаксация намагниченности и диффузия вихревых токов протекают независимо.

Заземленная линия, экваториальная установка, переходная характеристика, магнитная вязкость, суперпарамагнетизм, однородное полупространство

TRANSIENT ELECTRIC-FIELD RESPONSE TO A UNIFORM, MAGNETICALLY VISCOUS EARTH EXCITED BY A GROUNDED LINE SOURCE

E.Yu. Antonov and N.O. Kozhevnikov

A new method is suggested for calculation of transient electric-field response to conducting magnetically viscous earth excited by a grounded line source. Calculation algorithms are implemented in the computer program FwLL_MV. Using a conducting uniform, magnetically viscous half-space as an earth model, we have shown that magnetic relaxation affects the TEM response of equatorial and in-line arrays. As in the case of loop arrays, apparent resistivity steadily decreases with time. The higher the half-space resistivity and the shorter the offset, the earlier the voltage and the apparent resistivity begin to decrease as $1/t$. Magnetic relaxation and decay of eddy currents are independent processes within the range of resistivities typical of rocks.

Grounded line, equatorial array, transient response, magnetic viscosity, superparamagnetism, uniform earth

ВВЕДЕНИЕ

Магнитная вязкость — одно из фундаментальных проявлений ферромагнетизма. Это явление заключается в запаздывании во времени изменений магнитных характеристик ферромагнетиков (намагниченности, магнитной восприимчивости) по отношению к изменениям напряженности внешнего магнитного поля.

Диапазон характерных времен таких изменений (времен релаксации) составляет от долей секунд до десятков тысяч лет [Трухин, 1973]. Эффект магнитного послейдействия присутствует практически во всех ферромагнитных материалах, а также в горных породах. Размеры зерен магнитных минералов в горных породах варьируют от долей до нескольких сотен микрометров и, в соответствии с размером зерна, имеют различное доменное состояние — однодоменное или многодоменное.

Проявления магнитной вязкости геологических сред чаще всего связаны с установлением и релаксацией намагниченности однодоменных зерен ферримагнитных минералов [Большаков, 1996]. Времена релаксации вызванной намагниченности ультрадисперсных (суперпарамагнитных) частиц ферримагнитных минералов составляют от $\approx 10^{-9}$ до 10^2 и более секунд [Dormann et al., 1997].

В указанный интервал времен релаксации суперпарамагнитных частиц попадает диапазон времен регистрации устанавливающейся ЭДС в геофизических методах зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ) и переходных процессов (МПП), поэтому релаксация намагниченности суперпарамагнитных частиц оказывает влияние на индукционные переходные характеристики [Кожевников и др., 2012].

Известные примеры проявления магнитной вязкости в индуктивной электроразведке относятся к случаям, когда возбуждение и прием осуществлялись индуктивно, т.е. с помощью установок, где в качестве источника и приемника использовались незаземленные петли или рамки [Colani, Aitken, 1966; Buselli, 1982; Кожевников, Снопков, 1990, 1995; Pasion et al., 2002; Thiesson et al., 2007; Стогний и др., 2010; Кожевников и др., 2012].

Соответственно, в работах, где дается теоретический анализ эффектов магнитной вязкости в импульсной индуктивной электроразведке, а также численное (математическое) моделирование, рассматриваются только петлевые установки [Lee, 1984 a, b; Кожевников, Антонов, 2008, 2009, 2011].

Сообщения о проявлениях магнитной вязкости при работе с заземленными питающей и приемной линиями в настоящее время отсутствуют, однако можно предположить, что такие проявления должны иметь место. В пользу обоснованности этого предположения можно привести следующие соображения.

В работах [Sunde, 1949; Михайлов и др., 1979] показано, что коэффициент взаимной индуктивности между двумя заземленными линиями зависит от частоты (ω), удельной электропроводности (σ) и магнитной проницаемости (μ) земли. Поскольку для сред с магнитной вязкостью (μ) зависит от частоты, это должно найти отражение при измерениях в частотной и, соответственно, временной областях.

Известно также, что при расчете переходной характеристики установки, в которой в качестве источника и приемника используются незаземленные петли, последние могут быть представлены в виде комбинации горизонтальных электрических линий. Поскольку показано, что петлевые установки чувствительны к магнитной вязкости подстилающей среды [Кожевников, Антонов, 2008], логично предположить, что магнитная вязкость должна оказывать влияние на переходную характеристику заземленных установок, из которых «собирается» петля.

В настоящее время установки с заземленными линиями используют преимущественно для возбуждения и измерения переходных процессов вызванной поляризации (ВП), которые обычно убывают медленнее, чем индукционные процессы. Можно предположить, что на фоне медленно убывающих процессов ВП проявления магнитной вязкости остаются неидентифицируемыми. Однако это не означает, что они несут существенны. Будучи нераспознанными, они представляют скрытую помеху, пренебрежение которой может отрицательно сказываться на результатах интерпретации данных метода ВП.

Таким образом, представляется актуальным ответить на вопрос: влияет ли магнитная вязкость на переходные характеристики установки с заземленными генераторной питающей и приемной линиями, и если да, то как именно проявляется это влияние и насколько оно значительно? Желательно также составить представление о том, как проявления магнитной вязкости зависят от удельного сопротивления среды и параметров установки. Очевидно, ответ на эти вопросы может быть получен путем расчета переходных характеристик установок с заземленными питающей и приемной линиями в присутствии среды с магнитной вязкостью.

Насколько известно авторам, ранее влияние магнитной вязкости на переходные характеристики установок с заземленными линиями не изучалось. Поэтому целесообразно сначала рассмотреть простую и при этом фундаментальную модель — однородное проводящее магнитовязкое полупространство. Ранее на ее основе были изучены проявления магнитной вязкости установок с индукционным возбуждением и приемом поля в зависимости от параметров полупространства, а также геометрии и размеров установок [Кожевников, Антонов, 2008].

В настоящей статье приводятся и обсуждаются результаты моделирования переходных характеристик для экваториальной установки, расположенной на поверхности однородного проводящего и магнитовязкого полупространства.

РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ЕЕ СВЯЗЬ С ИНДУКЦИОННОЙ ПЕРЕХОДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Как уже упоминалось, согласно существующим представлениям, проявления магнитной вязкости в индуктивной электроразведке связаны преимущественно с релаксацией намагниченности присутству-

ющих в горных породах суперпарамагнитных зерен. В этом случае зависящая от времени магнитная восприимчивость $\kappa(t)$ описывается выражением [Кожевников, Антонов, 2008, 2009]:

$$\kappa(t) = \frac{\kappa_0}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} (B + \ln t), \quad (1)$$

где κ_0 — статическая магнитная восприимчивость, τ_1, τ_2 — нижняя и верхняя границы диапазона времен релаксации намагниченности, B — константа, t — время после ступенчатого изменения первичного магнитного поля. Как правило, t удовлетворяет неравенствам $\tau_1 \ll t \ll \tau_2$.

В частотной области магнитная восприимчивость $\kappa(\omega)$ определяется формулой [Lee, 1984a, b]

$$\kappa(\omega) = \kappa_0 \left[1 - \frac{1}{\ln(\tau_2 / \tau_1)} \cdot \ln \frac{(1 + i\omega\tau_2)}{(1 + i\omega\tau_1)} \right], \quad (2)$$

здесь $i = \sqrt{-1}$; ω — круговая частота, с^{-1} . На практике частота ω , на которой производится измерение магнитной восприимчивости, почти всегда удовлетворяет неравенствам $1/\tau_1 \ll \omega \ll 1/\tau_2$.

Соответственно, для расчета переходных характеристик индукционных установок с учетом магнитной вязкости используются два способа [Кожевников, Антонов, 2008]. Первый способ основан на связи между магнитным потоком через приемную петлю, создаваемым намагниченностью среды с известным распределением $\kappa(x, y, z, t)$.

При расположении генераторной и приемной петель на поверхности магнитовязкой среды ЭДС, индуцируемая в приемной петле за счет релаксации намагниченности после выключения установившегося тока I_0 в генераторной петле, определяется выражением [Кожевников, Антонов, 2008]:

$$e(t) = I_0 M_0 \frac{d\kappa}{dt},$$

где M_0 — статический коэффициент взаимной индуктивности между генераторной и приемной петлями при их расположении на поверхности немагнитной среды, κ_κ — зависящая от времени кажущаяся, или эффективная, магнитная восприимчивость, определяемая пространственным распределением $\kappa(t)$ и геометрией установки. $M_0 = \Phi/I_0$, где Φ — магнитный поток, пронизывающий приемную петлю. Для установок с совмещенными петлями либо однопетлевой, коэффициент M_0 равен собственной индуктивности L_0 петли.

Для симметричных установок, таких как соосная и/или с совмещенными петлями, расположенных на поверхности однородного и/или горизонтально-слоистого магнитного полупространства, для M_0 и $\kappa_\kappa(t)$ имеются аналитические выражения, которые упрощают расчеты [Кожевников, Антонов, 2008, 2009, 2011]. В частности, для однородного полупространства $\kappa_\kappa(t) = \kappa(t)/2$, где $\kappa(t)$ определяется формулой (1).

Поскольку данный способ не учитывает эффекты взаимодействия вихревых токов и релаксации намагниченности, он не является «строгим» или «общим». Однако, как показали выполненные ранее расчеты, это не имеет значения, так как *практически* процессы диффузии вихревых токов и релаксация намагниченности не зависят друг от друга, что позволяет для нахождения суммарной переходной характеристики использовать принцип суперпозиции [Кожевников, Антонов, 2008, 2009].

Второй способ расчета переходных характеристик основан на решении уравнения Гельмгольца в частотной области с учетом зависимости магнитной проницаемости от частоты (2) и последующей трансформацией во временную область [Кожевников, Антонов, 2008]. Этот способ является общим, поскольку в решении учитывается взаимодействие между вязкой намагниченностью и вихревыми токами.

Ранее оба способа использовались авторами для расчетов переходных характеристик различных петлевых установок в присутствии горизонтально-слоистых магнитовязких сред. Параметры полупространства включали удельное электрическое сопротивление ρ , статическую восприимчивость κ_0 , а также нижнюю и верхнюю границы диапазона времен релаксации намагниченности τ_1, τ_2 .

Для установок с заземленными питающей и приемной линией отсутствуют аналитические выражения, определяющие M_0 и κ_κ . Поэтому для расчета переходных характеристик таких установок возможно использовать только второй способ. В отличие от незаземленной петли, заземленная линия связана с землей не только индуктивно, но и гальванически. Поэтому расчет переходной характеристики установки с заземленными линиями с учетом магнитной проницаемости земли оказался несколько сложнее по сравнению с тем случаем, когда для возбуждения и измерения переходных процессов используются незаземленные петли. Алгоритм и программа для расчетов написаны Е.Ю. Антоновым.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О НАПРЯЖЕННОСТИ УСТАНОВЛИВАЮЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДЯЩЕГО МАГНИТОВЯЗКОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Рассмотрим проводящее магнитное полупространство с удельной электропроводностью σ и магнитной проницаемостью $\mu = \bar{\mu}\mu_0$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость воздуха, а $\bar{\mu} = 1 + \kappa(\omega)$ является комплексной и зависимой от частоты величиной. Зададим декартову систему координат xuz с осью z , направленной вниз (контакт нижнего проводящего полупространства и верхнего полупространства, заполненного воздухом, описывается плоскостью $z = 0$), а также полярную систему координат в плоскости xOy (рис. 1). Центры полярной и декартовой систем координат совпадают. В центре системы координат расположен дипольный электрический источник, момент которого I_x , совпадает с положительным направлением оси x . Необходимо найти горизонтальные компоненты напряженности устанавливающегося электрического поля на поверхности полупространства в произвольной точке с полярными координатами (r, φ) . Для этого используется метод Фурье (разделения переменных): решение находится в частотной области с последующим преобразованием во временную область интегрированием гармонического электрического поля по вещественной оси частот [Табаровский, Соколов, 1982]:

$$E(r, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(r, z, \omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega.$$

Выражения для горизонтальных компонент напряженности электрического поля горизонтального электрического диполя в частотной области имеют следующий вид [Табаровский, 1975]:

$$\begin{aligned} I_x E_x(r, z, z_0, \omega) = & \frac{I}{4\pi\sigma} \int_0^{\infty} \frac{\partial f^E}{\partial z \partial z_0} [J_0(\lambda r) - \cos 2\varphi J_2(\lambda r)] \lambda d\lambda + \\ & + \frac{i\omega\mu I}{4\pi} \int_0^{\infty} f^H [J_0(\lambda r) + \cos 2\varphi J_2(\lambda r)] \lambda d\lambda, \end{aligned} \quad (3)$$

$$I_x E_y(r, z, z_0, \omega) = -\frac{I \sin 2\varphi}{4\pi\sigma} \int_0^{\infty} \frac{\partial f^E}{\partial z \partial z_0} J_2(\lambda r) \lambda d\lambda + \frac{i\omega\mu I \sin 2\varphi}{4\pi} \int_0^{\infty} f^H J_2(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial f^E}{\partial z \partial z_0} \right|_{z=z_0=0} = -p, \quad (5)$$

$$f^H \Big|_{z=z_0=0} = \frac{\mu}{\mu\lambda + \mu_0 p} = \frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}\lambda + p}, \quad (6)$$

где $p = \sqrt{\lambda^2 + k^2}$, $k^2 = -i\omega\mu\sigma$; λ — пространственная частота; $\bar{\mu} = 1 + \kappa$ — относительная магнитная проницаемость, κ — магнитная восприимчивость полупространства; z_0, z — вертикальные координаты источника и приемника соответственно. f^E, f^H — так называемые, фундаментальные функции слоистой задачи электрического и магнитного типа, которые зависят от свойств среды, пространственной частоты, вертикальных координат источника и точки измерения, но не зависят от свойств источника или компонент поля. Рекурсивный алгоритм вычисления фундаментальных функций слоистой задачи подробно описан в работе [Табаровский,

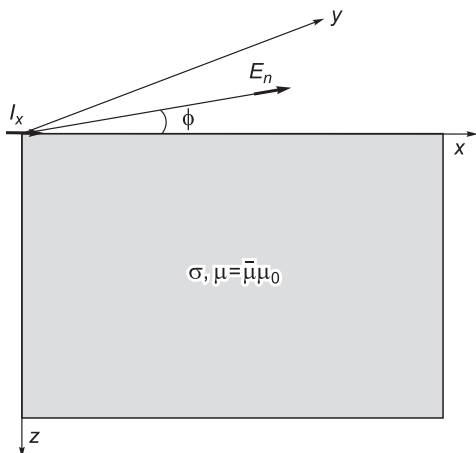


Рис. 1. Модель среды, установка и системы координат.

1979]. Очевидно, для немагнитной среды $\bar{\mu}=1$, $\kappa=0$ и, соответственно, магнитная мода слоистой функции имеет вид

$$f^H \Big|_{z=z_0=0} = \frac{1}{\lambda + p}. \quad (7)$$

Выполнив небольшие преобразования с учетом известных рекуррентных соотношений [Абрамовиц, Стиган, 1979]:

$$J_2(\lambda r) = \frac{2}{\lambda r} J_1(\lambda r) - J_0(\lambda r), \quad (8)$$

выражения для компонент напряженности электрического поля (3), (4) могут быть записаны в виде суммы интегралов ${}^I_x E_\alpha = \sum_{i=1}^4 A_i^\alpha I_i$, $\alpha = (x, y)$, где

$$I_1 = \int_0^\infty p J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad (9)$$

$$I_2 = \int_0^\infty p J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (10)$$

$$I_3 = \int_0^\infty \frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}\lambda + p} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad (11)$$

$$I_4 = \int_0^\infty \frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}\lambda + p} J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (12)$$

$$A_1^x = -\frac{I(1 + \cos 2\varphi)}{4\pi\sigma}, \quad A_2^x = \frac{I \cos 2\varphi}{2\pi\sigma r}, \quad A_3^x = \frac{Ii\omega\mu(1 - \cos 2\varphi)}{4\pi}, \quad A_4^x = \frac{Ii\omega\mu \cos 2\varphi}{2\pi r}, \quad (13)$$

$$A_1^y = -\frac{I \sin 2\varphi}{4\pi\sigma}, \quad A_2^y = \frac{I \sin 2\varphi}{2\pi\sigma r}, \quad A_3^y = -\frac{Ii\omega\mu \sin 2\varphi}{4\pi}, \quad A_4^y = \frac{Ii\omega\mu \sin 2\varphi}{2\pi r}. \quad (14)$$

Известно, что для проводящего немагнитного полупространства ($\bar{\mu}=1$, $\kappa=0$) интегралы (9—12) сводятся к табличным, и компоненты напряженности электрического поля ${}^I_x E_x$ и ${}^I_x E_y$ имеют аналитические выражения [Вешев, 1965; Spies, Frischknecht, 1991]:

$${}^I_x E_x^{An} = \frac{I}{2\pi\sigma r^3} \left[3 \cos^2 \varphi - 2 + (1 + kr) e^{-kr} \right], \quad (15)$$

$${}^I_x E_y^{An} = \frac{3 \cos \varphi \sin \varphi I}{2\pi\sigma r^3}. \quad (16)$$

Эти выражения справедливы, если нужно учесть влияние вызванной электрической поляризации. В этом случае достаточно использовать соответствующее представление для значений проводимости, например, модель Коул-Коул [Lee, 1981].

В случае магнитного полупространства интегралы (11), (12) не сводятся к табличным, поэтому для определения их значений необходимо использовать численные методы интегрирования. Для вещественных значений магнитной проницаемости выражения для переходных характеристик, содержащие интегралы (11), (12), могут быть вычислены изменением порядка преобразований по круговой (ω) и пространственной (λ) частотам. Данный подход подробно изложен в работах [Ignetik et al., 1985; Уэйт, 1987]. Однако и в этом случае определение полной переходной характеристики требует применения численных методов.

Возвращаясь к выражениям (3), (4), заметим, что их можно представить в виде суммы аналитических выражений (15), (16), вычисленных для комплексной магнитной проницаемости и некоторой поправки, которую аналитические выражения не содержат. Необходимость в поправке особенно очевидна

при расчете компоненты напряженности E_y , ортогональной источнику. Выражение (16) для неполяризуемых и/или немагнитных сред не зависит от частоты и соответственно не вносит вклад в переходную характеристику для режима выключения прямого поля. Таким образом, для компоненты E_y учет магнитных свойств среды осуществляется именно вычислением поправки. Для ее расчета в подынтегральных выражениях (11), (12) необходимо выделить часть фундаментальной функции, связанную с магнитными свойствами среды. С учетом (6) и (7) фундаментальная функция для поправки описывается выражением

$$\frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}\lambda + p} - \frac{1}{\lambda + p} = \frac{p\kappa}{(\lambda + p + \lambda\kappa)(\lambda + p)}.$$

Интегралы, входящие в выражения для вычисления поправок, учитывающих магнитные свойства полупространства, имеют следующий вид:

$$I_3^{MV} = \int_0^\infty \frac{p\kappa J_0(\lambda r)\lambda d\lambda}{(\lambda + p + \lambda\kappa)(\lambda + p)}, \quad (17)$$

$$I_4^{MV} = \int_0^\infty \frac{p\kappa J_1(\lambda r)d\lambda}{(\lambda + p + \lambda\kappa)(\lambda + p)}. \quad (18)$$

Окончательно выражения (9), (10) для компонент напряженности электрического поля в магнитной среде могут быть представлены следующим образом:

$$I_x E_x = I_x E_x^{An} + A_3^x I_3^{MV} + A_4^x I_4^{MV},$$

$$I_x E_y = I_x E_y^{An} + A_3^y I_3^{MV} + A_4^y I_4^{MV}.$$

Нахождение значений интегралов I_3^{MV} и I_4^{MV} (17), (18) предполагает численную реализацию. В наземных установках источник и приемник располагаются на горизонтальной плоскости. В этом случае интегралы вида (17), (18) сходятся плохо, поэтому для их расчета использовался метод деформации пути интегрирования в комплексной области. В применении к прямым задачам электроразведки этот метод описан в работах [Заборовский, 1963; Уэйт, 1987; Могилатов, Потапов, 2014]. Воспользовавшись известным выражением для функций Бесселя в виде суммы функций Ханкеля 1-го и 2-го рода [Абрамович, Стиган, 1979]

$$J_\nu(z) = \frac{1}{2} [H_\nu^{(1)}(z) + H_\nu^{(2)}(z)],$$

и соотношениями

$$K_\nu(z) = \frac{i\pi}{2} e^{\frac{i\pi\nu}{2}} H_\nu^{(1)}(iz) = -\frac{i\pi}{2} e^{-\frac{i\pi\nu}{2}} H_\nu^{(2)}(-iz),$$

осуществим в выражениях (17), (18) переход к модифицированным функциям Бесселя $K_0(z)$ и $K_1(z)$, характеризующимся экспоненциальным затуханием. Заменим в (17), (18) интегрирование по вещественной оси интегрированием в комплексной плоскости $z = \lambda_x + i\lambda_y$ по лучам $\lambda_c = \lambda_x(1 + it)$ и $\bar{\lambda}_c = \lambda_x(1 - it)$, где $t = \text{tg}\alpha$. Угол наклона лучей α выбирается так, чтобы выполнялось условие $\text{Re}(p) \geq 0$ [Табаровский, 1975].

В результате произведенных замен переменной интегрирования выражения (17), (18) преобразуются к виду

$$I_3^{MV} = \frac{i}{\pi} \left[-\int_0^\infty \frac{K_0(-i\lambda_c r) p_c \kappa \lambda_c d\lambda_c}{(\lambda_c + p_c + \lambda_c \kappa)(\lambda_c + p_c)} + \int_0^\infty \frac{K_0(i\bar{\lambda}_c r) p_c \kappa \bar{\lambda}_c d\bar{\lambda}_c}{(\bar{\lambda}_c + \bar{p}_c + \bar{\lambda}_c \kappa)(\bar{\lambda}_c + \bar{p}_c)} \right], \quad (19)$$

$$I_4^{MV} = -\frac{1}{\pi} \left[\int_0^\infty \frac{K_1(-i\lambda_c r) p_c \kappa d\lambda_c}{(\lambda_c + p_c + \lambda_c \kappa)(\lambda_c + p_c)} + \int_0^\infty \frac{K_1(i\bar{\lambda}_c r) \bar{p}_c \kappa d\bar{\lambda}_c}{(\bar{\lambda}_c + \bar{p}_c + \bar{\lambda}_c \kappa)(\bar{\lambda}_c + \bar{p}_c)} \right], \quad (20)$$

где $\lambda_c = \lambda_x(1 + it)$, $\bar{\lambda}_c = \lambda_x(1 - it)$, $t = \text{tg}\alpha$, $i = \sqrt{-1}$, $p_c = \sqrt{\lambda_c^2 + k^2}$, $\bar{p}_c = \sqrt{\bar{\lambda}_c^2 + k^2}$.

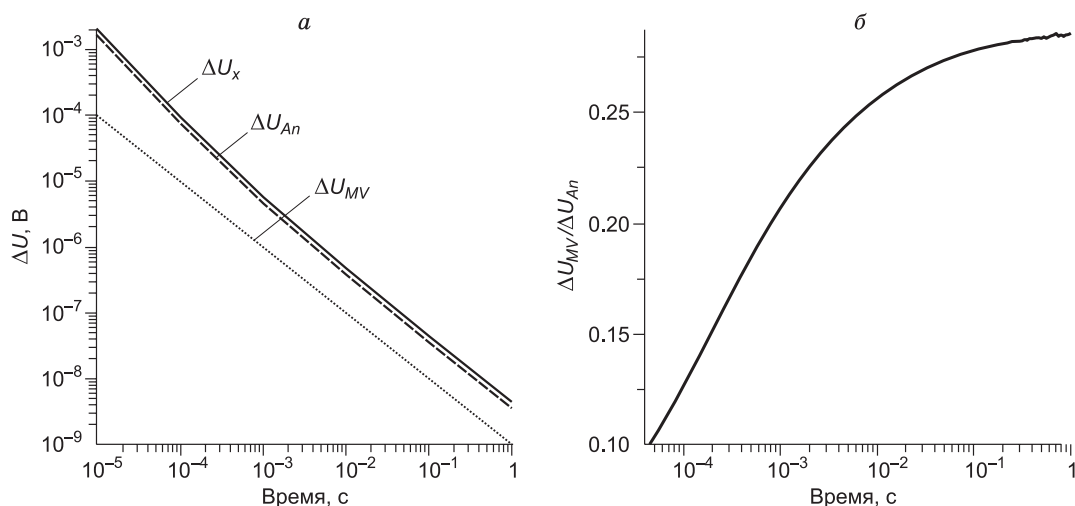


Рис. 2. Результаты расчетов переходного напряжения для экваториальной электрической установки $AB-MN$ и его составляющих: $\Delta U_x = \Delta U_{An} + \Delta U_{MV}$.

Пояснения см. в тексте.

На рис. 2 приведены результаты расчетов переходной характеристики во временной области для экваториальной установки, расположенной на поверхности магнитовязкого полупространства. Длина питающей линии (AB) составляла 100 м, приемной (MN) — 20 м, разнос между линиями $r = 10$ м. Удельное сопротивление полупространства 10^6 Ом·м, $\kappa = 0.01$ ед. СИ, $\tau_1 = 10^{-6}$ с, $\tau_2 = 10^6$ с. На рис. 2, *а* показаны, нормированные на силу тока переходная характеристика ΔU_x и составляющие ее слагаемые ΔU_{An} и ΔU_{MV} , найденные с использованием аналитического выражения (15) и поправки вычисленной с использованием (17), (18). На рис. 2, *б* приведен график отношения $\Delta U_{MV}/\Delta U_{An}$. Видно, что поправка, не учитываемая аналитическими выражениями (15), (16), значительна и пренебрежение ею может привести к существенной ошибке в вычислении полей.

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ И УСТАНОВКИ

Как и ранее, когда изучались переходные характеристики петлевых установок [Кожевников, Антонов, 2008], при расчетах, результаты которых обсуждаются в настоящей статье, было принято, что $\tau_1 = 10^{-6}$ с, $\tau_2 = 10^6$ с. Значение статической магнитной восприимчивости κ_0 составляло 10^{-2} ед. СИ. По порядку величины это соответствует значениям κ_0 , полученным путем инверсии индукционных переходных характеристик для туфов и траппов Малоботубинского района в Западной Якутии [Стогний и др., 2010] и базальтов Витимского плато в Забайкалье [Антонов и др., 2011; Kozhevnikov, Antonov, 2012].

Расчеты были выполнены для экваториальной и осевой установок. Длина питающей линии (AB) составляла 100 м, приемной (MN) — 20 м. Такие линии были выбраны из тех соображений, что их длина соответствует размерам петлевых установок, при работе с которыми обычно отмечаются проявления магнитной вязкости. Кроме этого, установки с линиями примерно такой длины часто применяются для измерения переходных процессов в методе ВП. Поскольку, как оказалось, проявления магнитной вязкости для обеих установок отличаются незначительно, ниже приводятся результаты только для экваториальной установки.

Переходные характеристики рассчитывались во временном диапазоне от 10 мкс до 1 с. В большинстве случаев в этом диапазоне регистрируются переходные процессы индукционной (МПП, ЗСБ) и/или электрохимической (ВП) природы.

ОПИСАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Цель численного эксперимента, результаты которого представлены в настоящем разделе, заключалась в изучении проявлений магнитной вязкости в зависимости от времени, удельного электрического сопротивления (УЭС) полупространства и разноса.

Для того чтобы выяснить, как в зависимости от УЭС изменяется соотношение эффектов магнитной вязкости и становления вихревых токов, для установки с разном $r = 10$ м были рассчитаны пере-

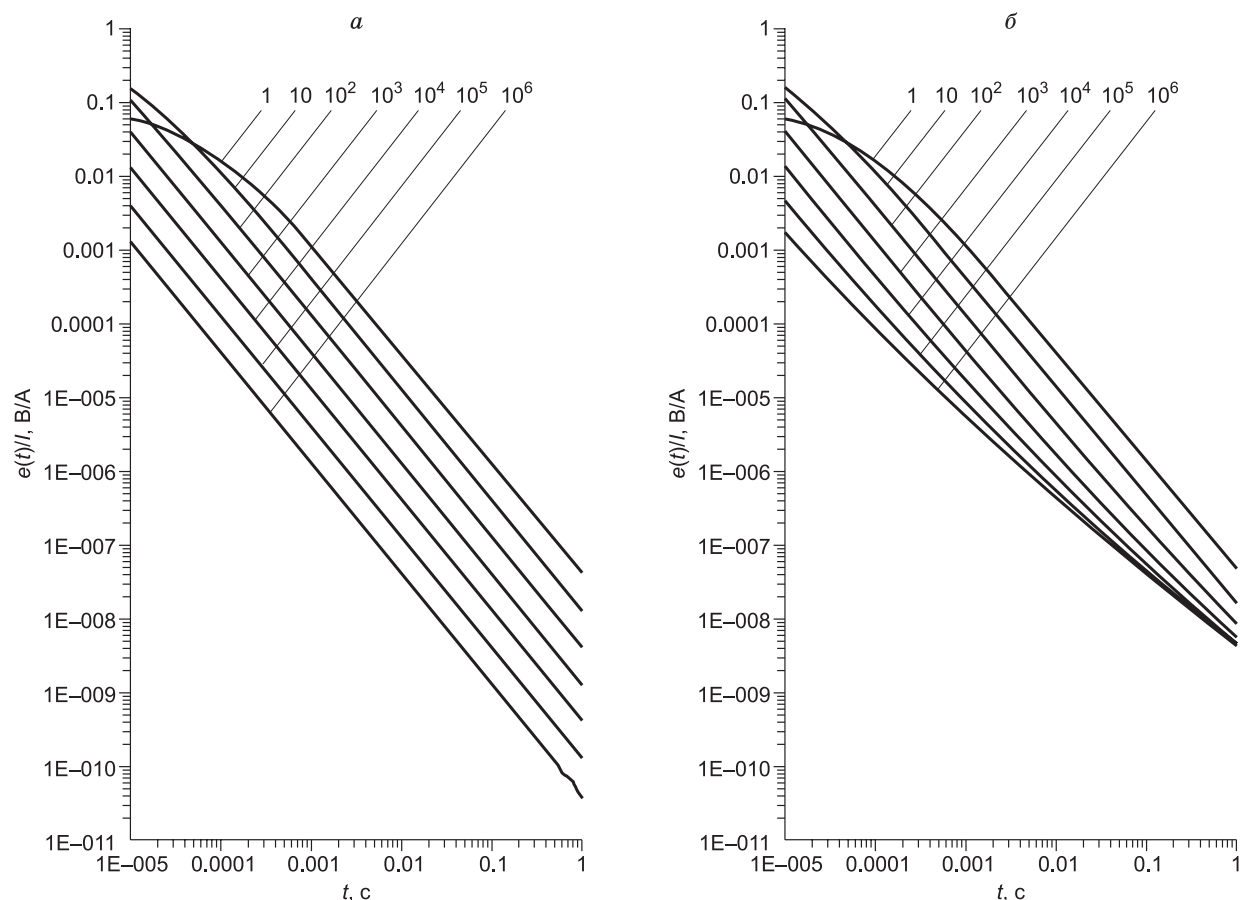


Рис. 3. Переходные характеристики:

a — однородное проводящее полупространство; *б* — однородное проводящее и магнитовязкое ($\kappa_0 = 10^{-2}$ ед. СИ) полупространство. Экваториальная установка: $AB = 100$ м, $MN = 20$ м, $r = 10$ м. Шифр графиков — УЭС, Ом·м.

ходные характеристики, при этом УЭС полупространства изменялось в диапазоне от 1 до 10^6 Ом·м. При таком малом разnose экваториальная установка близка к часто используемой на практике симметричной установке Шлюмберже.

На рис. 3 представлены графики приведенной к току ЭДС $e(t)/I$ для немагнитного (*a*) и магнито-вязкого (*б*) полупространств. Как можно видеть, в случае немагнитного полупространства, начиная с некоторого времени, которое тем меньше, чем выше удельное электрическое сопротивление, ЭДС убывает обратно пропорционально $t^{3/2}$: $e(t)/I \propto t^{-3/2}$. Сравнивая рис. 3, *a* и *б*, можно видеть, что на ранних временах графики ЭДС для магнито-вязкого и немагнитного полупространств совпадают, т.е. эффекты магнитной вязкости не заметны на фоне вклада вихревых токов.

На поздних временах влияние магнитной вязкости проявляется как уменьшение скорости убывания ЭДС. При этом время, начиная с которого становится заметным замедление спада ЭДС, тем меньше, чем выше удельное сопротивление полупространства. С течением времени ЭДС убывает все медленнее, приближаясь к зависимости $e(t)/I \propto 1/t$. Такое же убывание ЭДС наблюдается в петлевых установках и является характерным, диагностическим признаком того, что среда является магнито-вязкой [Colani, Aitken, 1966; Buselli, 1982; Кожевников, Антонов, 2008].

На рис. 4 приведены кривые кажущегося удельного сопротивления ρ_τ , рассчитанные по формуле для поздней стадии [Spies, Frischknecht, 1991]:

$$\rho_\tau = \frac{L_{AB}^2 \mu_0^3}{144 \pi^3 t^3} \cdot \left[\frac{e(t)}{L_{MN} I} \right]^{-2},$$

где t — время, с; L_{AB} , L_{MN} — соответственно, длина питающей и приемной линий, м; I — ток в питающей линии, А; $e(t)$ — ЭДС в приемной линии, В.

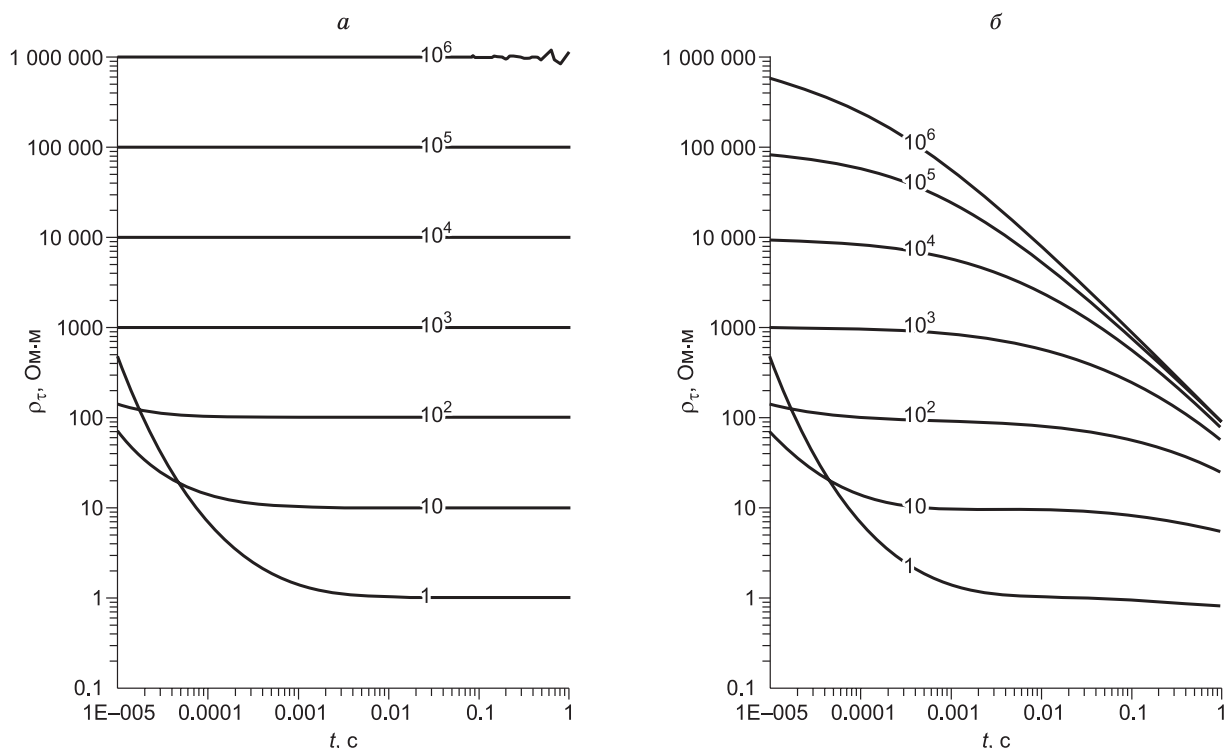


Рис. 4. Кривые ρ_τ : а — однородное проводящее полупространство; б — однородное проводящее и магнитовязкое ($\kappa_0 = 10^{-2}$ ед. СИ) полупространство.

Экваториальная установка: $AB = 100$ м, $MN = 20$ м, $r = 10$ м. Шифр графиков — УЭС полупространства, Ом·м.

Сравнение рис. 4, а и б показывает, что на кривых ρ_τ эффекты магнитной вязкости проявляются нагляднее, чем на графиках ЭДС. В случае немагнитного полупространства значения ρ_τ , начиная с некоторого времени (в поздней стадии), равны удельному сопротивлению полупространства (см. рис. 4, а). Влияние релаксации намагниченности проявляется в неуклонном понижении значений ρ_τ с выходом на асимптоту, где кажущееся удельное сопротивление убывает как $1/t$ (см. рис. 4, б). Снижение ρ_τ становится заметным тем раньше, чем выше удельное сопротивление полупространства.

Для правильной организации съемок методом переходных процессов в районах, где ожидаются проявления магнитной вязкости, полезно иметь представление о том, как влияние релаксации намагниченности изменяется в зависимости от размеров и геометрии установки. Рис. 5 иллюстрирует влияние разнosa (1, 10, 10^2 и 10^3 м) на кривые кажущегося удельного сопротивления ρ_τ для полупространства с $\rho = 10, 10^2$ и 10^3 Ом·м и $\kappa_0 = 10^{-2}$ ед. СИ.

Левые ветви кривых ρ_τ располагаются выше по отношению к горизонтальным линиям, проходящим на уровне $\rho_\tau = \rho$. Повышение ρ_τ по сравнению с ρ тем значительнее, чем ниже удельное сопротивление полупространства, больше разнос и меньше временная задержка. Как известно, это связано с тем, что расчет кажущегося сопротивления произведен по формуле для поздней стадии [Spies, Frischknecht, 1991]. Для немагнитовязкой среды по мере возрастания t наблюдалось бы все меньшее отличие ρ_τ от ρ , подобно тому, как на рис. 5, а. Влияние магнитной вязкости проявляется в том, что с ростом t происходит неуклонное снижение значений ρ_τ . Этот эффект менее выражен при уменьшении УЭС полупространства и увеличении разнosa, однако и при сопротивлении полупространства 10^2 и 10^3 Ом·м он заметен даже при разнose $r = 10^3$ м. При сопротивлении $\rho = 10$ Ом·м влияние магнитной вязкости заметно «невооруженным глазом» при $r \leq 100$ м.

Ранее, при изучении влияния магнитной вязкости на переходные характеристики установок, в которых для возбуждения первичного и измерения вторичного магнитного поля используются незаземленные петли, было показано, что процессы релаксации намагниченности и диффузии вихревых токов протекают независимо [Кожевников, Антонов, 2008, 2009].

На рис. 6 приведены переходные характеристики для рассмотренной выше экваториальной установки $AB-MN$. Сначала был рассчитан сигнал $e_1(t)/I$ в приемной линии для проводящего ($\rho = 10, 10^2$ и 10^3 Ом·м) немагнитного ($\kappa_0 = 0$) полупространства.

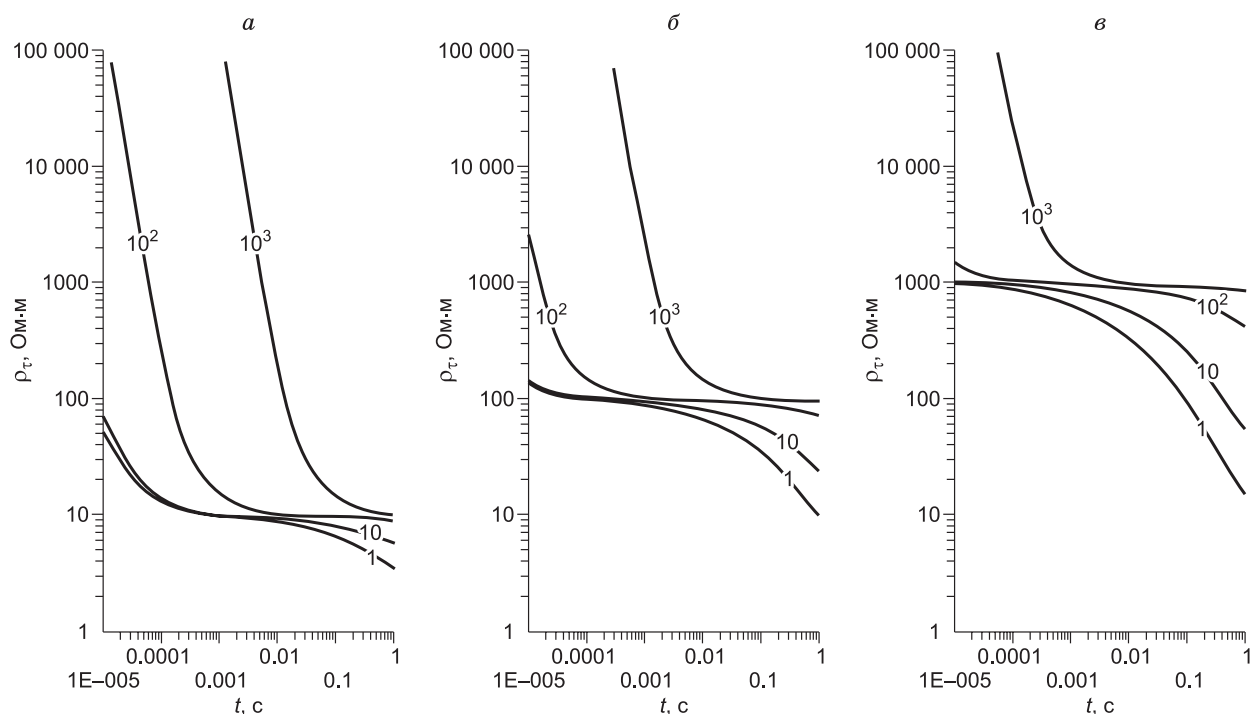
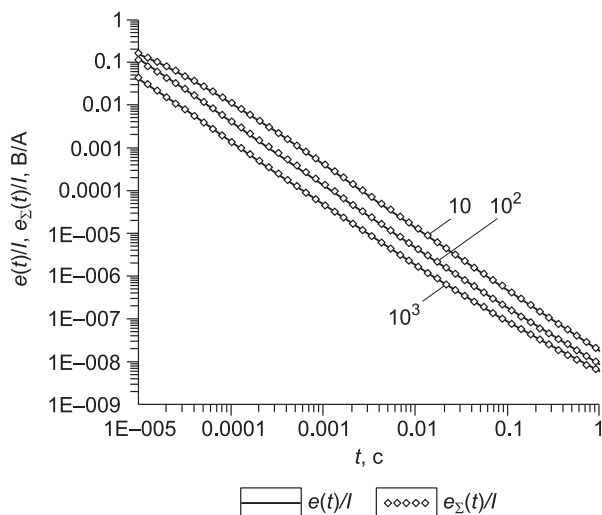


Рис. 5. Кривые кажущегося удельного сопротивления ρ_τ для экваториальной установки на поверхности магнитовязкого ($\kappa_0 = 10^{-2}$ ед. СИ) полупространства с удельным сопротивлением 10 (а), 10^2 (б) и 10^3 (в) Ом·м.

Шифр графиков — разнос r , м.

Затем расчет был произведен при $\kappa_0 = 0.01$, $\rho = 10^6$ Ом·м. При таком удельном сопротивлении вихревые токи затухают очень быстро, поэтому ЭДС $e_2(t)/I$ в приемной линии даже на ранних временах индуцируется преимущественно релаксацией намагниченности.

После этого была рассчитана суммарная ЭДС $e_\Sigma(t)/I = e_1(t)/I + e_2(t)/I$, графики которой показаны на рис. 6. Здесь же приведены графики ЭДС $e(t)/I$, рассчитанной с учетом взаимного влияния вихревых токов и релаксации намагниченности. При расчете $e(t)/I$ было принято: $\kappa_0 = 0.01$ ед. СИ, $\rho = 10, 10^2$ и 10^3 Ом·м. Как можно видеть, графики $e_\Sigma(t)/I$ и $e(t)/I$ совпадают. Это означает, что, как и в случае петлевых установок, при использовании заземленных линий процессы установления намагниченности и вихревых токов протекают независимо друг от друга. Тем самым показано, что применительно к заземленным линиям также имеется принципиальная возможность расчета переходных характеристик магнито-вязких проводящих сред на основе принципа суперпозиции.



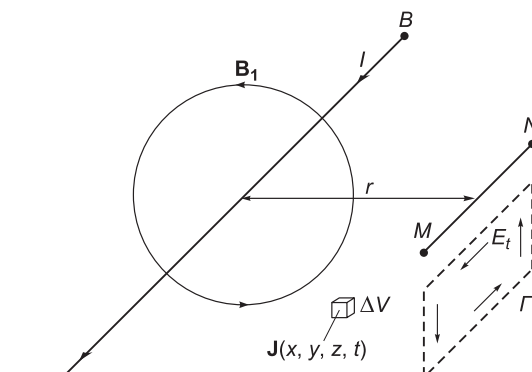
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показали результаты математического моделирования, при использовании установок с заземленными питающей и приемной линиями магнитная вязкость проявляется так же, как и в установках с индуктивным возбуждением и приемом поля. В обо-

Рис. 6. Переходные характеристики экваториальной установки ($AB = 100$ м, $MN = 20$ м, $r = 10$ м), рассчитанные строгим и приближенным способами.

Установка расположена на поверхности однородного проводящего и магнито-вязкого ($\kappa_0 = 0.01$ ед. СИ) полупространства. Шифр кривых — УЭС, Ом·м.

Рис. 7. Экваториальная установка $AB-MN$ на поверхности проводящего и магнитовязкого полупространства.



их случаях ЭДС, индуцируемая релаксацией намагниченности, и кажущееся удельное сопротивление убывают обратно пропорционально первой степени времени, т.е. $\propto 1/t$.

Физика явления при использовании петлевых установок рассмотрена в [Кожевников, Антонов, 2008]. Генераторная петля создает первичное магнитное поле, под действием которого магнитный объект приобретает намагниченность. После выключения первичного поля остается вторичное, создаваемое намагниченным объектом. Поскольку вторичное поле убывает синхронно с вязкой намагниченностью, магнитный поток через приемную петлю убывает, индуцируя в ней ЭДС. В данном случае имеются два индуктивно связанных замкнутых контура из изолированного провода; по существу, генераторная и приемная петли образуют трансформатор, свойства «сердечника» которого зависят от расположенных в окрестностях установки объектов и/или подстилающей среды.

При работе с заземленными линиями картина выглядит несколько сложнее. В этом случае первичное поле создается не только током, сосредоточенным в питающей линии, но и токами, *распределенными* в нижнем полупространстве. Аналогично, не существует образованной проводом, т.е. сосредоточенным контуром, приемной петли.

На рис. 7 изображены питающая (AB) и приемная (MN) линии, образующие расположенную на поверхности земли экваториальную установку.

В линии AB протекает установившийся ток I , который поступает в землю с электрода A и возвращается в линию на электроде B (распределение тока в земле не показано, чтобы не перегружать рисунок). Ток в проводе и токи в земле создают первичное магнитное поле, под действием которого среда приобретает намагниченность $\mathbf{J}$ (на рис. 7 показано поле $\mathbf{B}_1$, создаваемое током в проводе). Небольшой объем ΔV с намагниченностью $\mathbf{J}$ имеет магнитный момент $\Delta \mathbf{M} = \mathbf{J} \Delta V$. Вторичное магнитное поле $\mathbf{B}_2(t)$ представляет собой сумму полей, создаваемых всеми элементарными объемами ΔV .

При выключении тока первичное поле исчезает. Если среда магнитная, но не магнитовязкая, намагниченность исчезает очень быстро. В случае магнитовязкой среды спад намагниченности происходит медленно, и в нижнем полупространстве в течение продолжительного времени существует убывающее вторичное магнитное поле.

Рассмотрим контур Γ , расположенный ниже линии MN в вертикальной плоскости. Магнитный поток через контур Φ определяется выражением

$$\Phi = \int_S B_{2n}(t) dS,$$

где S — произвольная поверхность, ограниченная контуром Γ , B_{2n} — нормальная по отношению к поверхности S составляющая магнитного поля.

Согласно закону Фарадея, изменяющийся во времени магнитный поток индуцирует в контуре Γ ЭДС $e(t)$

$$e(t) = \oint_{\Gamma} E_l dl = - \frac{d\Phi}{dt},$$

где E_l — составляющая вихревого электрического поля, направленная вдоль контура; dl — бесконечно малый элемент контура Γ . Под действием ЭДС $e(t)$ в контуре Γ возникает вихревой ток, который, протекая вдоль дневной поверхности, создает между электродами M и N разность потенциалов, измеряемую с помощью приемной линии.

Контур Γ на рис. 7 отображает лишь один из их множества или одну из множества токовых линий, распределенных в нижнем полупространстве. Разность потенциалов между электродами M и N представляет собой интегральный эффект, создаваемый *распределением* вторичных токов.

Очевидно, реальная картина выглядит сложнее, чем в приведенном выше схематическом описании, поскольку индуктивная связь между питающей и приемной линиями зависит не только от магнитной проницаемости, но и от удельной электропроводности нижнего полупространства.

В заключение отметим, что по очевидным причинам при использовании установок с заземленными линиями полупространство должно быть проводящим, т.е. удельное электрическое сопротивление должно иметь конечное значение. Это условие не является критичным для петлевых установок, в которых эффекты магнитной вязкости могут наблюдаться даже в том случае, если УЭС полупространства равно бесконечности.

ВЫВОДЫ

Предложен способ вычисления переходных характеристик напряженности устанавливающегося электрического поля заземленной линии на поверхности горизонтально-слоистой проводящей магнитовязкой среды (в статье обсуждался случай полупространства). Алгоритмы для расчета переходных характеристик реализованы в виде компьютерной программы *FwLL_MV*.

На примере однородного проводящего магнитовязкого полупространства показано, что релаксация намагниченности геологической среды оказывает влияние на переходные характеристики установок с заземленными питающей и приемной линиями.

Влияние магнитной вязкости на переходную характеристику установок с заземленными линиями аналогично тому, которое наблюдается для петлевых установок: ЭДС и кажущееся удельное сопротивление неуклонно понижаются со временем. Чем выше удельное сопротивление полупространства и меньше разнос установки, тем раньше ЭДС и кажущееся сопротивление начинают убывать как $1/t$.

В диапазоне значений удельного электрического сопротивления, характерных для геологических сред, релаксация намагниченности и диффузия вихревых токов протекают независимо.

ЛИТЕРАТУРА

Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. М., Наука, 1979, 832 с.

Антонов Е.Ю., Кожевников Н.О., Максимов П.С., Гомульский В.В. Импульсная индуктивная электроразведка геологических сред с магнитной вязкостью // Материалы Пятой Всероссийской школы-семинара им. М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по электромагнитным зондированиям Земли — ЭМЗ-2011. В двух книгах. Кн. 2. СПб., СПбГУ, 2011, с. 11—14.

Большаков В.А. Использование методов магнетизма горных пород при изучении новейших отложений. М., Геос, 1996, 192 с.

Вешев А.В. Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. Л., Недра, 1965, 478 с.

Заборовский А.И. Электроразведка. М., Гостоптехиздат, 1963, 423 с.

Кожевников Н.О., Снопков С.В. Суперпарамагнетизм в геоэлектрике. Иркутск, 1990, 32с. Деп. в ВИНТИ 13.08.90, № 4584-В90.

Кожевников Н.О., Снопков С.В. Магнитная вязкость траппов и ее связь с аномалиями электромагнитного поля в методе переходных процессов (Якутская кимберлитовая провинция) // Геология и геофизика, 1995, т. 36 (5), с. 91—102.

Кожевников Н.О., Никифоров С.П. Магнитная вязкость обожженных глин и возможность ее использования при археологических изысканиях // Российский геофизический журнал, 1999, № 13—14, с. 42—46.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности однородного полупространства на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика, 2008, т. 49 (3), с. 262—276.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности двухслойного полупространства на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика, 2009, т. 50 (10), с. 1157—1170.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Влияние релаксации намагниченности горизонтального пласта на индукционные переходные характеристики // Геология и геофизика, 2011, т. 52 (4), с. 512—520.

Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю., Матасова Г.Г., Камнев Я.К. Метод переходных процессов при изучении геологических сред с магнитной вязкостью // Геофизический журнал, 2012, т. 34, № 4, с. 137—149.

Михайлов М.И., Разумов Л.Д., Соколов В.А. Электромагнитные влияния на сооружения связи. М., Связь, 1979, 264 с.

Могилатов В.С., Потапов В.В. Универсальное математическое обеспечение для индукционного каротажа // Каротажник, 2014, № 12, с. 76—90.

Стогний Вас.В., Кожевников Н.О., Антонов Е.Ю. Исследование магнитной вязкости горных пород в условиях их естественного залегания с помощью импульсной индуктивной электроразведки // Геология и геофизика, 2010, т. 51 (11), с. 1565—1575.

Табаровский Л.А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск, Наука, 1975, 142 с.

Табаровский Л.А. Электромагнитные поля поперечно-электрического и поперечно-магнитного типа в многослойных средах // Электромагнитные методы исследования скважин. Новосибирск, Наука, 1979, с. 225—233.

Табаровский Л.А., Соколов В.П. Программа расчета нестационарного поля дипольных источников в горизонтально-слоистой среде (АЛЕКС) // Электромагнитные методы геофизических исследований. Новосибирск, ИГиГ СО АН СССР, 1982, 97 с.

Трухин В.И. Введение в магнетизм горных пород. М., Изд-во Моск. ун-та, 1973, 272 с.

Уэйт Дж. Р. Геоэлектромагнетизм: Пер. с англ. / Ред. М.Н. Бердичевский. М., Недра, 1987, 235 с.

Buselli G. The effect of near surface superparamagnetic material on electromagnetic transients // Geophysics, 1982, v. 47, № 9, p. 1315—1324.

Colani C., Aitken M.J. Utilization of magnetic viscosity effects in soils for archaeological prospection // Nature, 1966, v. 212, p. 1446—1447.

Dormann J.L., Fiorani D., and Tronc E. Magnetic relaxation in fine-particle systems // Adv. Chem. Phys., v. XCVIII / Ed. I. Prigogine, S.A. Rice, 1997. p. 283—494, doi:10.1002/9780470141571.ch4, John Wiley, Hoboken, N. J.

Ignetik R., Thio Y.C., Westfold K.C. Transient electromagnetic field above a permeable and conducting half-space // Geophys. J. R. Astron. Soc., 1985, v. 81, p. 623—639.

Kozhevnikov N.O., Antonov E.Y. The TEM method in studies of near-surface magnetically viscous rocks // Near Surface Geoscience 2012 — 18th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics, Paris, France, 3—5 September, 2012, 5 p.

Lee T. Transient electromagnetic response of a polarizable ground // Geophysics, 1981, v. 46, № 7, p. 1037—1041.

Lee T. The effect of a superparamagnetic layer on the transient electromagnetic response of a ground // Geophys. Prosp., 1984a, v. 32, p. 480—496.

Lee T.J. The transient electromagnetic response of a magnetic or superparamagnetic ground // Geophysics, 1984b, v. 49, № 7, p. 854—860.

Pasion L.R., Billings S.D., Oldenburg D.W. Evaluating the effects of magnetic soils on TEM measurements for UXO detection // Expanded Abstracts. Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, OK, 2002, p. 1428—1431.

Spies B.R., Frischknecht F.C. Electromagnetic sounding / Ed. M.N. Nabighian. Electromagnetic methods in applied geophysics, V. 2: Part A. Tulsa, OK // Soc. Explor. Geophys., 1991, p. 285—426.

Sunde E. Earth conduction effects in transmission systems. Van Nostrand, Toronto, New York, London, 1949, 373 p.

Thiesson J., Tabbagh A., Flageul S. TDEM magnetic viscosity prospecting using a Slingram coil configuration // Near-Surface Geophys., 2007, p. 363—374.

*Рекомендована к печати 6 июля 2016 г.
М.И. Эповым*

*Поступила в редакцию
24 февраля 2016 г.*